



TITLE:

鉛直流体層における熱対流の実験 (乱れの3次元化とカオス)

AUTHOR(S):

脇谷, 俊一

CITATION:

脇谷, 俊一. 鉛直流体層における熱対流の実験(乱れの3次元化とカオス).
数理解析研究所講究録 1988, 665: 85-101

ISSUE DATE:

1988-07

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/100651>

RIGHT:

鉛直流体層における熱対流の実験

阪府大工 脇谷俊一 (Shunichi Wakitani)

§ 1. はじめに

水平流体層における熱対流 (Bénard 問題) のカオスに至る過程については、数多くの精しい実験が行われ、その機構が明らかにされつつある (Gollub と Benson, 1980)。

一方、大きな aspect 比 $h (= l/d, l: \text{流体層高さ}, d: \text{両壁間隔})$ の、異なる温度 ($T_h > T_c$) の鉛直二壁間に起こる熱対流の実験は、Eckert と Carlson (1961)、Elder (1965 a, b) による先駆的な研究によってその流れの特性が調べられはしたが、その後の多くは熱伝達等の測定といった工学的な面に主眼がおかれ、今のところカオス化の過程等の精しい測定に関してはほとんど皆無と言えよう。

Elder (1965 a) は、高 Prandtl 数 ($Pr = 1000$) 流体では Rayleigh 数 $Ra (= g\beta d^3 \Delta T / \nu \kappa, g: \text{重力加速度}, \beta: \text{体膨張係数}, \Delta T: \text{両壁の温度差 } T_h - T_c, \nu: \text{動粘性係数}, \kappa: \text{温度伝導率})$ が臨界値を

を超えると unicellular 対流が、stationary mode の攪乱の成長によってより小さい multicellular 対流 (secondary flow) に変化し、さらに Ra 数の増加によって secondary cell (渦) の間に tertiary motion が形成されることを示している。また Elder (1965b) は、水 ($Pr \approx 7$) の対流実験では secondary flow の出現を経ずに、境界層での travelling mode の攪乱の成長から乱流に移行することを見出している。これと同様の結果は Oshima (1971) による安定性の実験によっても得られている。実験ではいずれも流体層の高さの有限性のために、流体層内に鉛直温度勾配が形成され、極端に大きな aspect 比の流体層でない限り、水を用いた実験では、stationary mode に先行して travelling mode の攪乱がより低い Ra 数で不安定となる (Mizushima と Gotoh 1976; Bergholz 1978)。

Chen と Thangam (1985) は、強い温度依存性の粘性を持つグリセリン水溶液 (両壁の平均温度に基づく $Pr \approx 150 \sim 800$) の対流の不安定性を調べ、 Pr 数が大きくなるに従い multicellular 対流の発生する臨界 Ra 数 (R_{ac}) がわずかに減少し、約 R_{ac} の Ra 数では境界層に発生する travelling mode の攪乱によって cellular パターンが崩壊していくことを観察している。しかしながら、十分な定量的測定はなされていない。

今回ここで紹介する結果は、multicellular 対流から、 Ra 数の

増加につれて、流れ場にいかなる非定常性が出現し、いかなる過程を経てカオスに移行していくかを明らかにするための第一段階として、いふべき実験結果であることを付記しておきたい。なお、座標系を図1のようにとる。

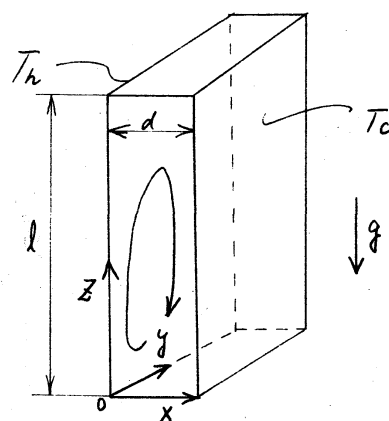


図1 座標系

§2 実験装置

対流は高さ $l = 30\text{ cm}$ 、幅 $d = 1.5\text{ cm}$ 、奥行 $b = 15\text{ cm}$ の垂直スロット ($h = 20$) 内で形成される。図2に示すようにスロットは、厚さ 5 mm の2枚の銅板の鉛直壁と厚さ 8 mm のガラスフレームから構成されている。低温および高温壁は、2台の恒温循環装置からの水を、両壁のスロット外側に設けた水槽に循環させることによって所定の温度に設定される。これらの水槽は、それぞれ図に示すように5個の流路に分割されており、各流路の流量を調節することにより壁温は 0.1°C 以内の精度で一定に保たれる。

両壁温 T_h 、 T_c は、壁に埋め込んだ各々9本のシース熱電対 (C-C、シース外径 1 mm) によって測定される。壁温測定位置は、中心線上 ($y = 2.5\text{ cm}$) の高さ $z = 3, 7, 11, 15, 19, 23, 27\text{ cm}$

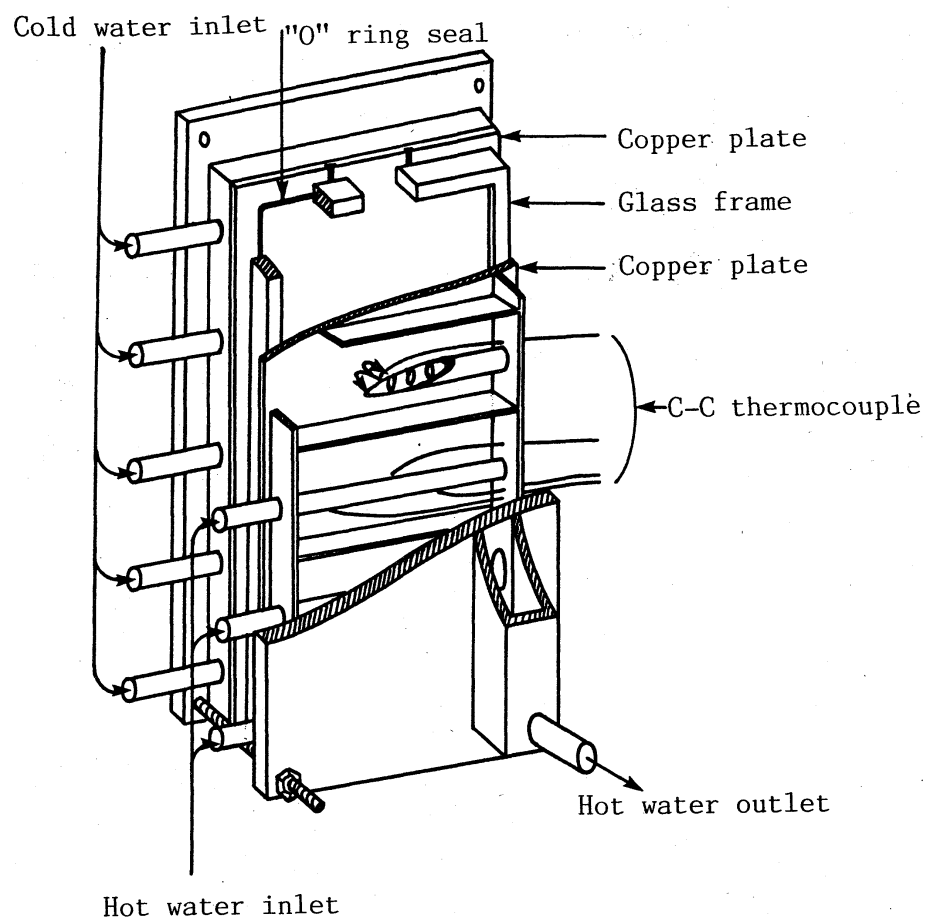


図2 実験装置

と、 $z = 15 \text{ cm}$ の 2 点、 $y = 0.5, 11.5 \text{ cm}$ である。

スロット内流体の温度は素線径 $25 \mu\text{m}$ の C-A 熱電対からなるプローブを上部からスロット内に挿入することにより測定される。予備実験から温度分布の二次元性は十分実現されていることが分った。以後の結果は特に断わらぬ限り $y = 2.5 \text{ cm}$ で測定されたものである。

使用した流体は $Pr \approx 140$ および 1000 のシリコンオイルである。

15mW He-Ne レーザを用いたレーザライトシート法により流れ場を可視化した。トレーサ粒子にはアルミナを用いた。

§3 実験結果と議論

§3.1 温度分布

種々のスロット鉛直位置での温度分布 $\theta = (T - T_c) / \Delta T$ を図3に示す。ただし、 θ_m はスロット中心 ($x/d = 0.5$) における θ の値である。Elder (1965a) によれば図3(a)は *Transition regime*、(b)は *boundary-layer regime* に相当する温度分布である。(b)にも大きな鉛直温度勾配が形成されていることが伺える。なお、 $Ra \approx 10^6$ では温度波形に10分程度の周期を持つわずかな振動が現れはじめた。

図4は、スロット中心高さ ($z/l = 0.5$) における温度分布を、系全体に鉛直温度勾配を課して得られる ∞ の温度分布の解 (図中の点線、Bergholz 1978) と比較したものである。ここで、 $\gamma = (\tau Ra / 4)^{1/4}$ は成層パラメータである。ただし、 $\tau = sd / \Delta T$ は無次元鉛直温度勾配、 s は温度勾配である。温度分布の測定結果は $\gamma = 2.5 \sim 9$ に相当するものである。いずれも *boundary-layer regime* に対応する分布ではあるが、境界層の厚さは理論よりもやや大まかに出ている。この傾向は低温側でより顕著であるが、全体としては理論解は実験値をよく再

現していると言えり。

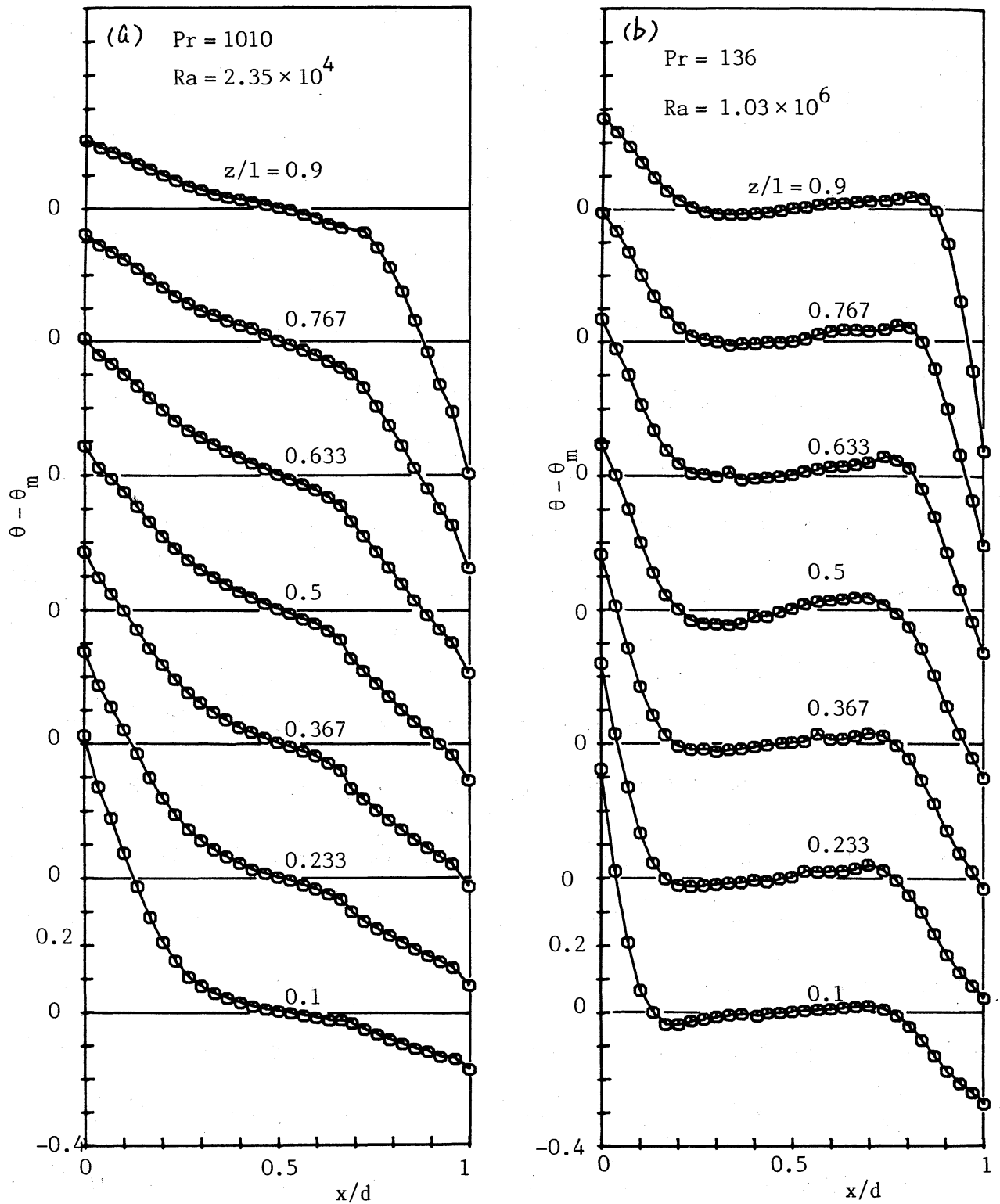


図3 温度分布

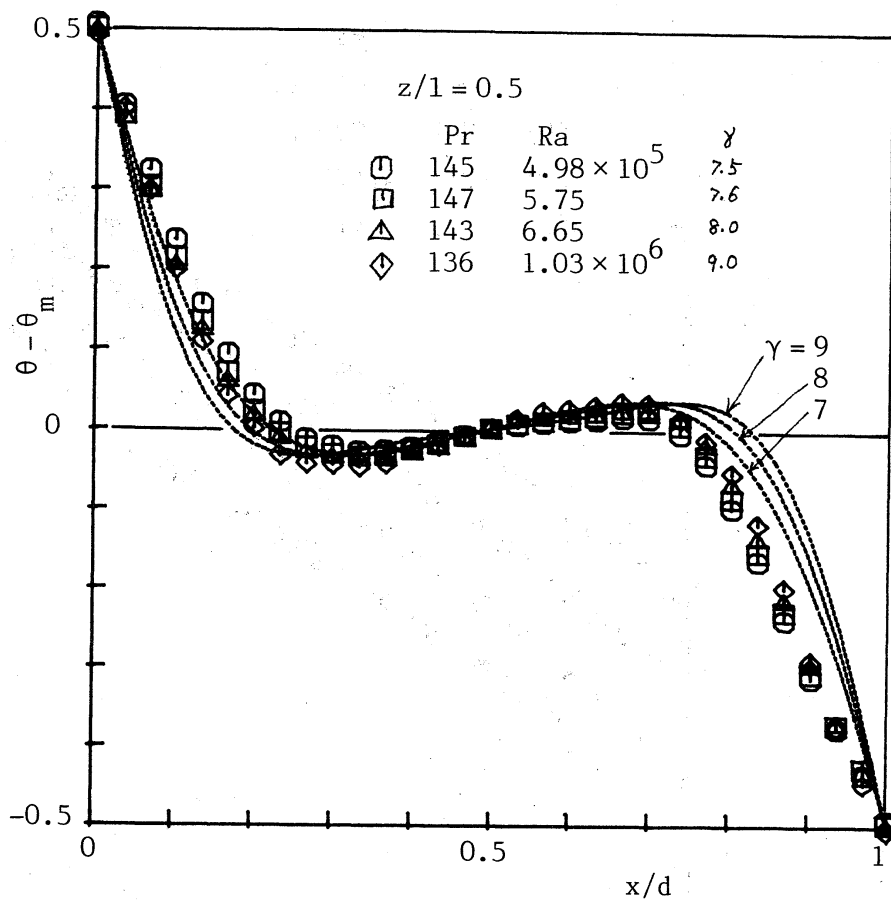


図4 温度分布の比較

§ 3.2 鉛直温度勾配

図5～7のスロット高さによる中心 ($x/d = 0.5$) における温度の変化を示す。図5、6の各々のRa数ごとの温度プロットでは、上下付近を除いてほぼ一定の勾配を持つことが分かる。図5(a)～(d)および6(d)はいずれも unicellular 対流である。一方、図6(a)、7(a)(b)では明確な secondary flow が観察でき、multicellular 対流となっている。なお、図7では振動している温度の最小値・最大値をプロットした。この図から、スロット上下端付

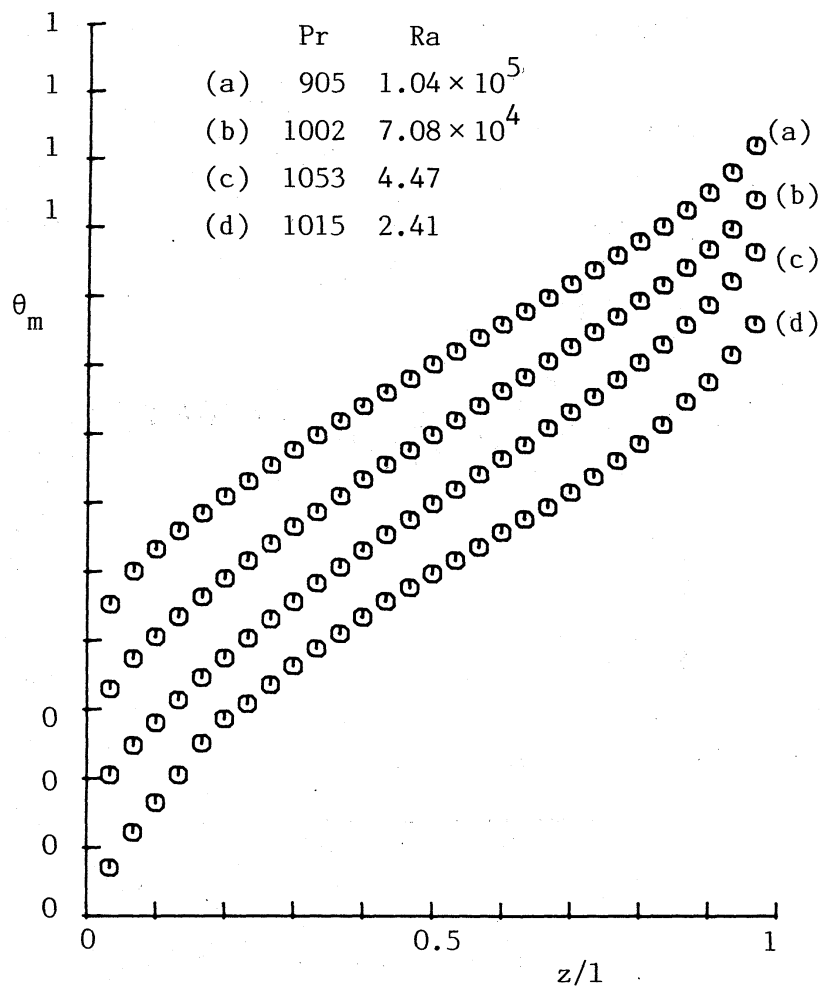


図5 中心 ($x/d = 0.5$) 温度

近よりむしろ中央部分で温度変動が大きいことが明らかである。

スロット上下端付近を除く ($0.3 \leq z/l \leq 0.7$) 温度データから求められた勾配 $d\theta_m/d(z/l) = \delta l/\Delta T = \tau h$ と Ra 数との関係を図8に示す。 $Ra < 10^5$ (transition regime) では、Elder (1965a) とはかなり違った結果が得られている。本結果は $Ra \approx 2.5 \times 10^4$ 付近において、 $Ra > 10^5$ (boundary-layer

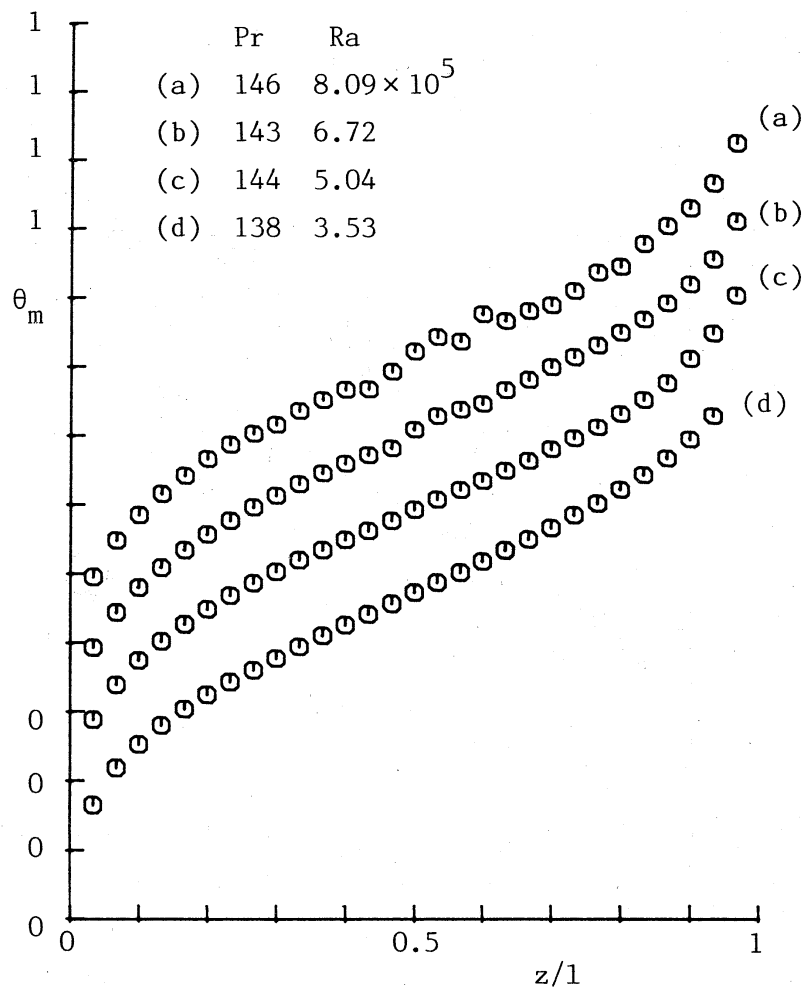
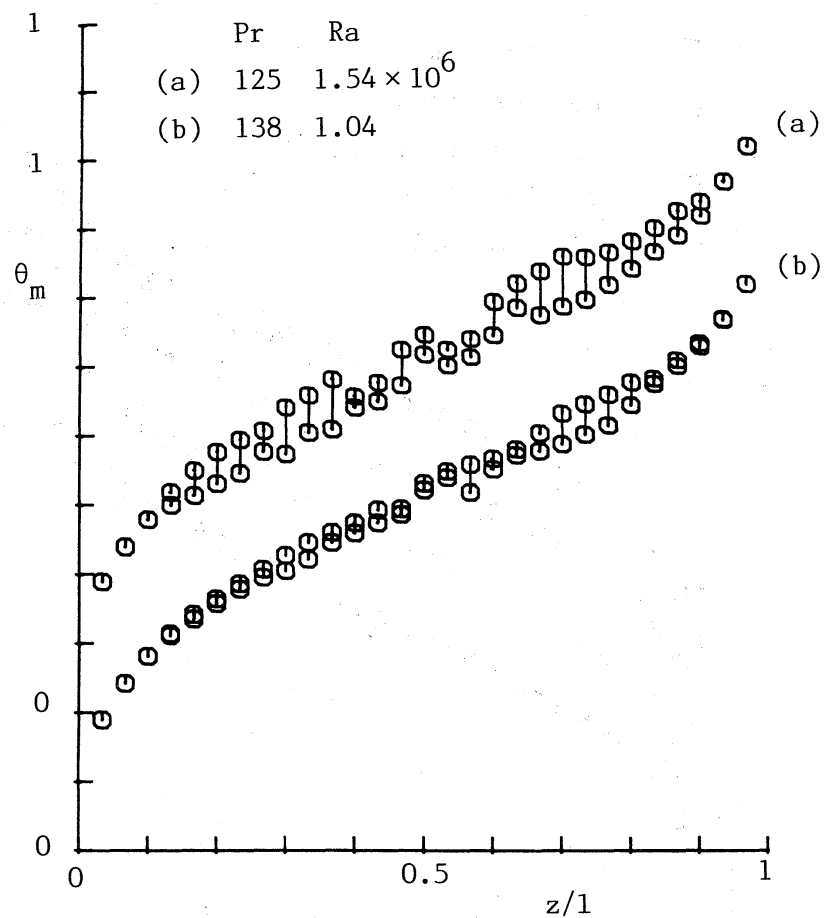


図6 中心 ($x/d = 0.5$) 温度

regime) の領域と同じ $z_h \approx 0.5$ の温度勾配を持っている。
 Hart (1971) は $z_h = 0.6$ という結果を得ているが、本実験では、 $Ra > 10^5$ に限れば、Elder の結果に近い。しかしながら、Elder の実験ではスロット上端が open であり、このことが $Ra < 10^5$ で本実験結果と異なる原因とも考えられる。

図7 中心 ($x/d = 0.5$) 温度

§ 3.3 温度場の非定常性

図9に $x/d = 0.5$, $z/l = 0.5$ の位置で記録された温度波形を示す。前述したように、 $Ra \approx 10^6$ 付近で10分程度の周期の温度変動が測定されている。しかしながらその周期性はあまり良くないようである。図から明らかなように、 Ra 数の増加とともに、変動は大きくなり、(a)では(c)の約2倍の周期となっている。しかも方形波に近い波形であり、温度の変化は急激に起っている。

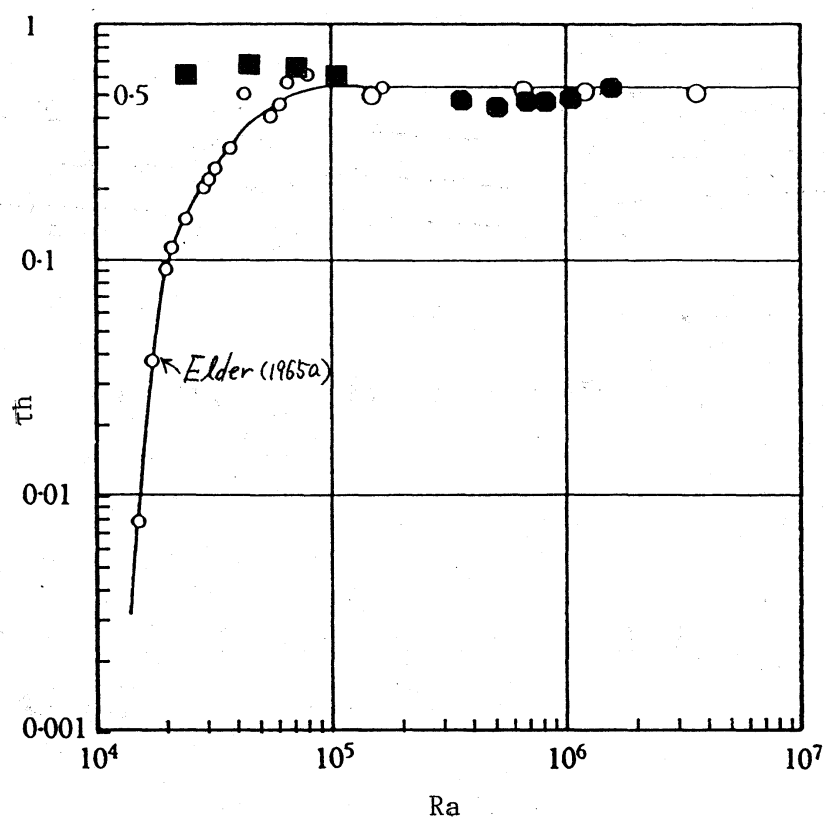


图8 鉛直温度勾配

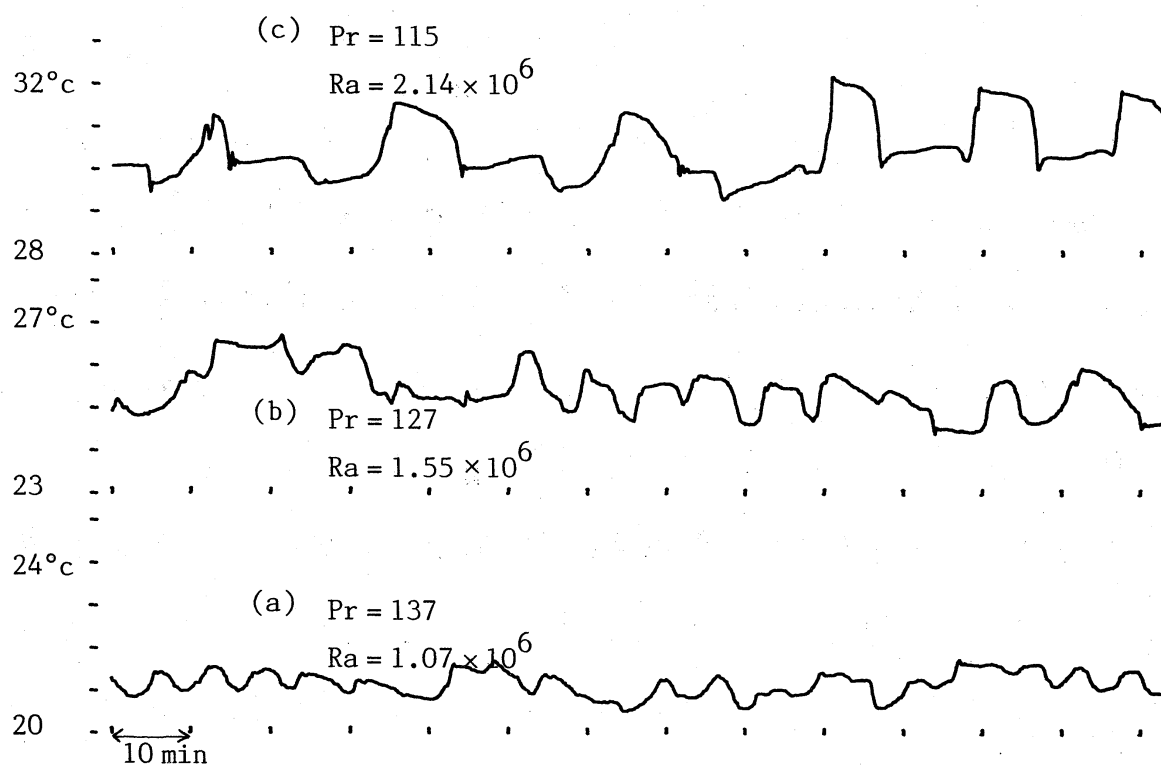


图9 温度波形 ($x/d = 0.5$, $z/l = 0.5$)

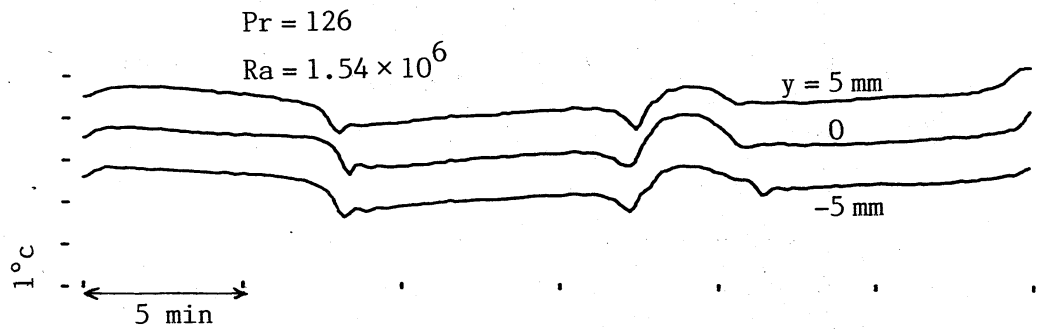


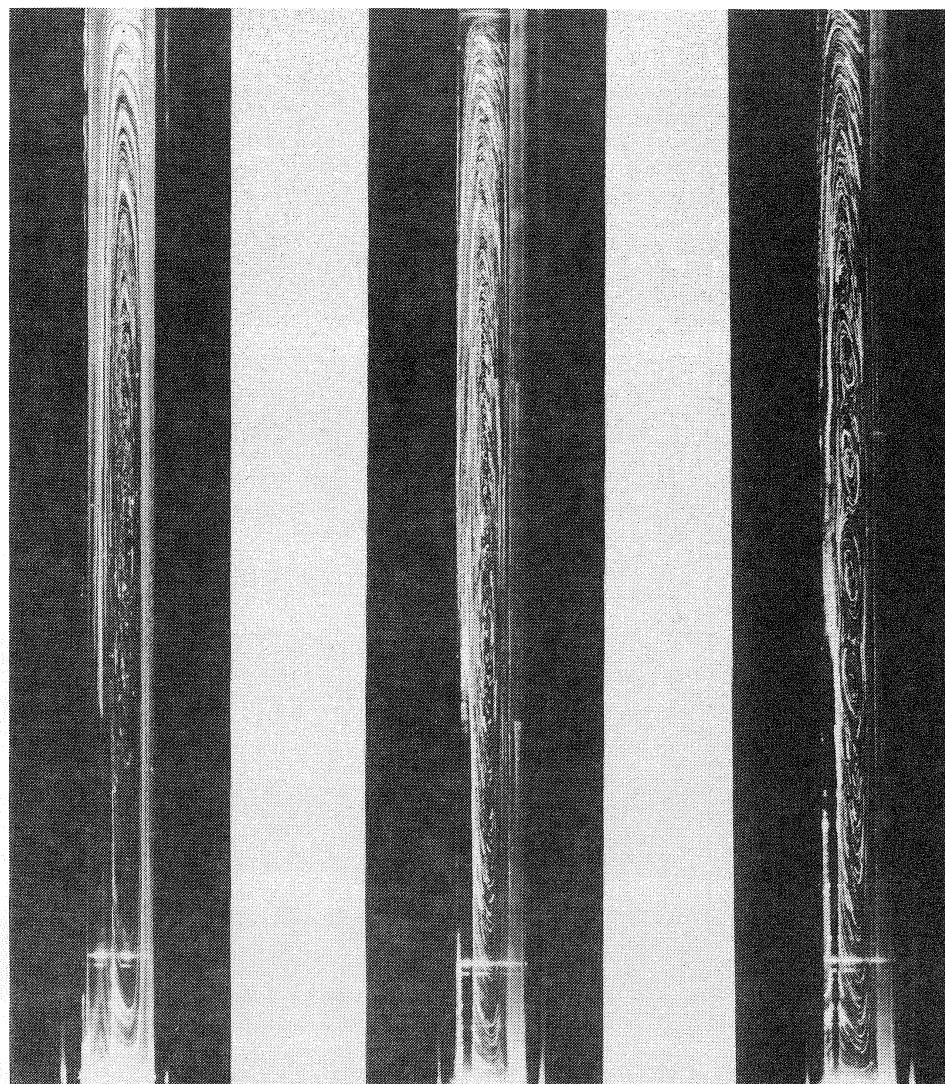
図10 温度波形 ($x/d = 0.5$, $z/l = 0.5$)

異なる y 位置での温度変動の同時記録の結果を図10に示す。この図は、温度変動がかなり二次元的であることを示している。

§3.4 流れの可視化

図11に臨界 Ra 数 (R_{ac}) 付近の可視化写真を示す (露出時間 15 s)。図11(a)では unicellular であるのに対し、(b)では弱い secondary flow による渦がスロット中央部で出現している。(c)は明らかに multicellular 対流である。これらの可視化写真から、 $Pr \approx 150$ では $R_{ac} \approx 5 \times 10^5$ と分かる。またわれわれ前述の温度振動は $Ra \approx 2R_{ac}$ ではないまっていることになる。

この臨界値を線形安定理論 (Bergholz 1978) の結果と比較したものを図12に示す。理論の臨界 Grashof 数 $Gr_c (= R_{ac}/Pr)$ よりも少し高めの値が得られていると考えられるが、一応妥当な結果と言えよう。



(a) $\Delta T = 12.4^\circ\text{C}$
 $Pr = 161$
 $Ra = 4.47 \times 10^5$

(b) 14.7°C
 156
 5.46×10^5

(c) 16.6°C
 152
 6.31×10^5

図11 可視化写真(写真の左側が高温壁)

また、図11(c)より渦の間隔は約 $1.7d$ と求められる。一方、線形理論の予測では、臨界波数 $\alpha_c \approx 0.9$ であるので、渦の間隔は約 $1.6d$ となる。臨界状態近傍では実験と理論は比較的よく一致している。

さらに Ra 数を増加させた時 ($Ra \approx 3Ra_c$) の可視化写真を図

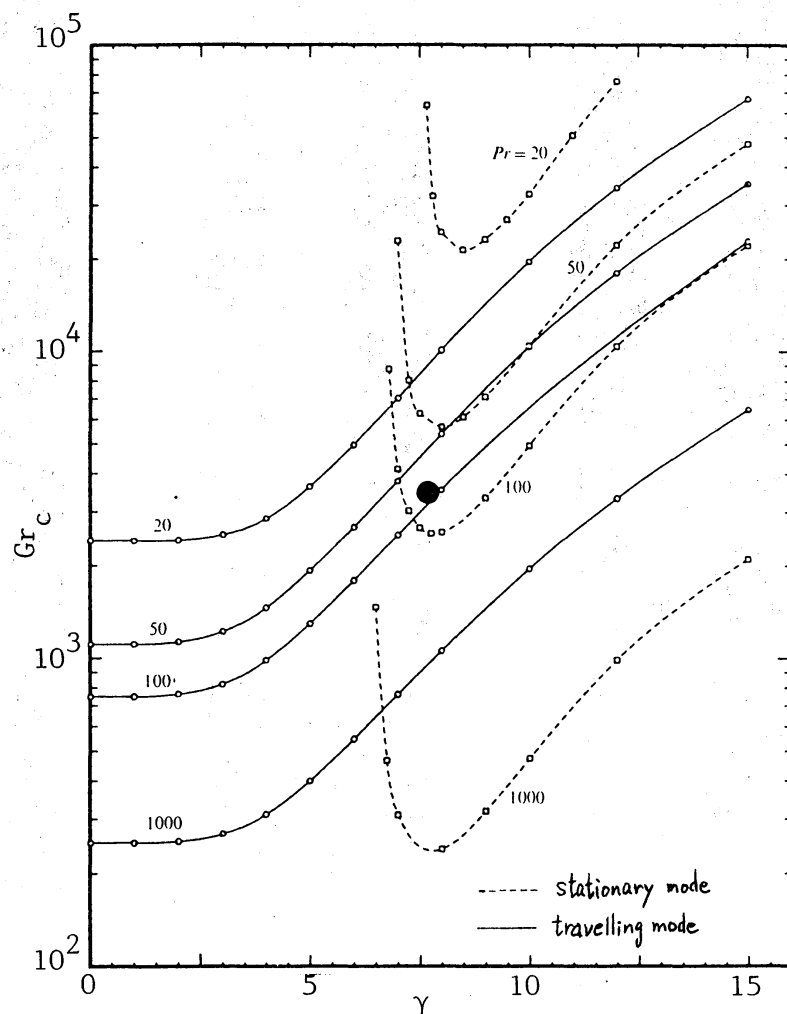


図12 臨界 Grashof 数 (実線と破線は Bergholz 1978 の結果)

13に示す。(a)～(f)は1分間隔で撮影したものである。高温壁近傍(左側)では流体の大きな屈折率のために、写真は不明瞭となっている。

図の(a)では8個の渦が見られ、そのうち中央部のものは、先の図11の渦よりもかなり大きい。(a)から(b)において、上下端から2つ目の渦が共にそれぞれ3つ目の渦と *merging* を起

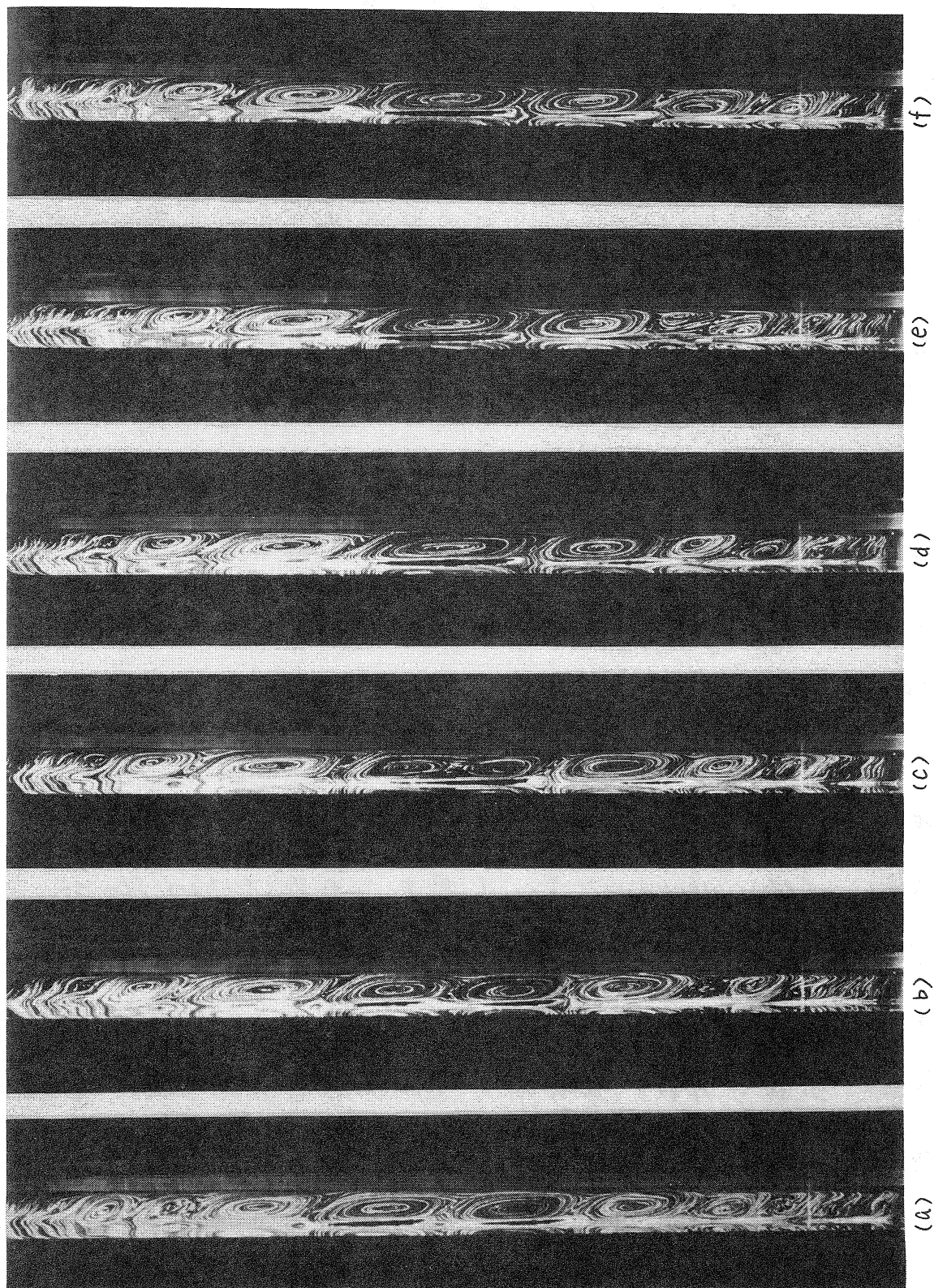


图13 可視化写真 (連続写真)

こしている。次に(c)、(d)で中央部の隣合う2個の渦が *merging* を起こしているのが明瞭に観察できる。この時、スロット上下端から新たに小さな渦が発生している。鉛直流体層におけるこの渦の *merging* は、今のところ数値計算では見出されていない現象がある(例えば、Lee と Korpela 1983)。

先に述べた温度振動はこの渦の *merging* に起因した非定常特性であることは、周期から考えてみても疑いがないことであろう。本実験結果のうちに $Ra \leq 4Ra_c$ では、*travelling mode* の攪乱はまだ検出できなかった。線形安定理論の予測ではすでにその攪乱に対して流れは不安定となっている。このことは、*stationary mode* の攪乱による *travelling mode* の攪乱の成長抑制といった効果が存在するとする Gotoh と Mizushima (1984) の非線形理論の妥当性を支持しているものと考えられる。

なお、Elder (1965a) によって見出された *tertiary flow* は、ここでの可視化実験では明らかになってはいない。 Ra 数の違いがその原因とも考えられるがはっきりしたことは言えない。

今後、流体の Ra 数、流体層の *aspect* 比を変化させて超臨界状態での実験を行い、ここで示した渦の *merging* が鉛直流体層の対流に本質的な現象かどうかを見極めるとともに、さらに高い Ra 数で起こるであろうカオスへの移行と流れ場の構造との関係を明らかにしたい。

参考文献

- Bergholz, R. F. 1978 J. Fluid Mech. 84, 743-768.
- Chen, C. F. & Thangam, S. 1985 J. Fluid Mech. 161, 161-173.
- Eckert, E. R. G. & Carlson, W. O. 1961 Intl J. Heat Mass Transfer 2, 106-120.
- Elder, J. W. 1965a J. Fluid Mech. 23, 77-98.
- Elder, J. W. 1965b J. Fluid Mech. 23, 99-111.
- Gollub, J. P. & Benson, S. V. 1980 J. Fluid Mech. 100, 449-470.
- Gotoh, K. & Mizushima, J. 1984 In *Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids* (ed. T. Tatsumi) p.47-52, North-Holland.
- Hart, J. E. 1971 J. Fluid Mech. 47, 547-576.
- Mizushima, J. & Gotoh, K. 1976 J. Fluid Mech. 73, 65-75.
- Oshima, Y. 1971 J. Phys. Soc. Jpn 30, 872-882.